

ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ В ЛАЗЕРНОМ КРИСТАЛЛЕ $\text{Nd}^{3+}:\text{KGD}(\text{WO}_4)_2$

П. А. Лойко, К. В. Юмашев

Твердотельные лазеры являются в настоящее время одним из наиболее широко используемых типов лазера. Основная особенность твердотельного лазера состоит в том, что его резонатор в процессе работы испытывает значительные изменения своих свойств из-за появления термооптических неоднородностей в активном элементе при его неравномерном нагреве в процессе накачки. В подавляющем большинстве случаев термооптически возмущенный элемент можно с достаточно хорошей степенью приближения моделировать линзой, оптическая сила которой зависит от средней мощности накачки. В этом случае говорят, что в активном элементе наводится термическая линза (термолинза).

Кристалл $\text{Nd}^{3+}:\text{КГВ}$ обладает рядом преимуществ по сравнению с кристаллом иттрий-алюминиевого граната, легированного ионами неодима ($\text{Nd}^{3+}:\text{ИАГ}$), – широко используемого материала для активных элементов твердотельных лазеров. Он дает возможность получать более высокие концентрации примесных ионов Nd^{3+} (до 8 at.%), что приводит к увеличению эффективности и понижению порога генерации. Благодаря высокому значению эффективной кубической по полю нелинейности (до 10^{-12} ед. СГСЕ) кристалл $\text{Nd}^{3+}:\text{КГВ}$ может использоваться при ВКР-преобразовании частоты излучения лазера [1;2].

Термооптические искажения отрицательно сказывается на работе лазера – ухудшаются как пространственные, так и энергетические характеристики выходного излучения. Параметры термической линзы в активном элементе из кристалла КГВ – ее знак, оптическую силу, астигматизм – в настоящее время не представляется возможным определить теоретически, поскольку в литературе приводятся противоречивые данные о фундаментальных параметрах материала КГВ, определяющих характеристики термолинзы. Поэтому актуальным представляется экспериментальное исследование термической линзы и оценка на этой основе термооптических параметров кристалла $\text{Nd}^{3+}:\text{КГВ}$.

Излучение накачки (ламповой или диодной) создает в активном элементе твердотельного лазера неоднородное распределение температуры. Такое распределение приводит к изменению показателя преломления активной среды. Оно может быть разделено на вариацию Δn_T , зависящую от температуры, и часть, вызванную механическими деформациями в кристалле – $\Delta n_{\text{деф}}$. Кроме этих факторов, на оптическую силу ТЛ может незначительно влиять искривление торцов АЭ лазера. В дальнейшем под термооптическими параметрами мы будем понимать величины $(dn/dT + C_{A,B})$ – сумму температурного коэффициента показателя прелом-

ления и коэффициента, определяющего изменение показателя преломления вследствие эффекта фотоупругости (А – направление, параллельное плоскости поляризации лазерного излучения, В – ортогональное к нему). Приведем теоретическую формулу для фокусного расстояния ТЛ для случая непрерывной диодной накачки и Гауссова профиля излучения накачки [3, с. 401]. Для случая квазинепрерывной накачки мощность накачки возможно заменить на среднюю $P_{сред}$, что связано со значительным временем тепловой релаксации в АЭ твердотельного лазера с диодной накачкой, достигающем нескольких секунд. Для учета сложного профиля пучка накачки диода накачки следует ввести эффективное сечение пучка накачки по уровню $1/e^2 - S_{eff}$. Тогда выражение примет вид:

$$f = \frac{K_c \cdot S_{eff}}{\eta \cdot P_p} \frac{1}{P_{сред} (dn/dT + C_{A,B})}, \quad (1)$$

здесь η – часть средней энергии накачки $P_{сред}$, преобразуемой в АЭ в тепло, K_c – теплопроводность вещества. Для определения фокусного расстояния ТЛ был собран измерительный стенд, включающий лазер на Nd^{3+} :КГВ с диодной накачкой и систему измерения пространственных и энергетических характеристик лазерного излучения в дальней зоне. Система квазинепрерывной накачки позволяла изменять частоту и длительность повторения импульсов накачки. Длина волны генерации лазера составляла 1.35 мкм, вектор поляризации лазерного излучения $E//N_m$, волновой вектор $k//b$.

Для определения параметров термолинзы использовались два метода. В первом, методе анализа пространственных характеристик лазерного излучения, зависимость диаметра моды излучения от расстояния от АЭ $\omega=\omega(L)$ моделировалась теоретически с применением ABCD – метода расчета резонатора. Варьируемым параметром выступало фокусное расстояние ТЛ f_{TL} , которое определялось на основании наилучшего совпадения расчета с экспериментальными данными. Во втором методе, методе срыва генерации, оптическая сила ТЛ, соответствующая выведению лазерного резонатора за пределы области устойчивости, рассчитывалась из диаграммы стабильности. Важный параметр, учитывающий зависимость оптической силы ТЛ от мощности накачки, – коэффициент чувствительности активного элемента лазера к термооптическим искажениям $M_{A,B}$. Он показывает, насколько изменяется величина оптической силы D_{TL} термолинзы при увеличении мощности накачки на 1Вт:

$$M_{A,B} = \frac{dD_{A,B}}{dP_p^{сред}}. \quad (2)$$

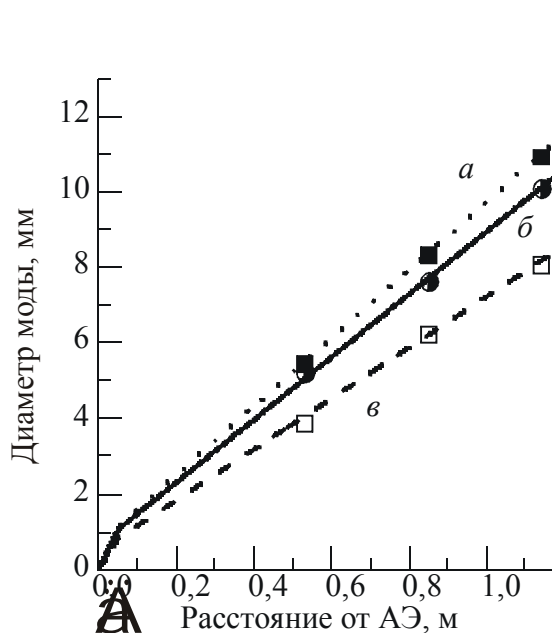


Рис. 1. Зависимость диаметра моды лазерного излучения от расстояния от АЭ:
 $a - //N_g, D_{TL} = -8.13$ дптр, $b - D_{TL} > 0$,
 $c - //N_m, D_{TL} = 11.8$ дптр

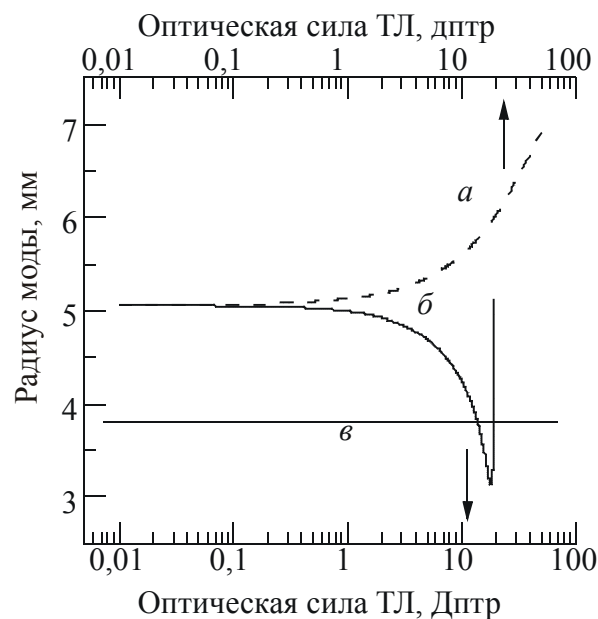


Рис. 2. Рассчитанная зависимость радиуса моды излучения от оптической силы ТЛ в АЭ лазера на Nd^{3+} :КГВ:
 $a - D_{TL} < 0$, $b - D_{TL} > 0$

На рис.1 показана зависимость диаметра моды выходного излучения лазера от расстояния от АЭ. При малых средних мощностях накачки пучок имеет круговое сечение (влияние термической линзы выражено слабо). Так, при $P_{сред}$, близкой к пороговой, ($P_{сред} = 7.4$ мВт, б) экспериментальные точки хорошо согласуются с теоретическим расчетом $\omega = \omega(L)$ для значения фокусного расстояния ТЛ $f_{TL} \rightarrow \infty$. При увеличении средней мощности накачки ($P_{сред} = 54$ мВт) диаметр моды в различных направлениях изменяется по-разному. В направлении $//N_g$ пучок вытягивается (а), а в $//N_m$ – сжимается (в).

В направлении $//N_m$ для некоторых средних мощностей накачки измеренные на одном расстоянии от АЭ диаметры пучка могут совпадать (рис.2, в). Это связано с тем, что при больших мощностях накачки резонатор переходит в область неустойчивости (б), и диаметр моды начинает резко возрастать. В то же время значение оптической силы термолинзы в этом случае другое. Видно, что для второго направления $//N_g$ такой эффект не наблюдается (а). Это связано с очень большим абсолютным значением отрицательной D_{TL} , которое требуется для вывода резонатора из области стабильности. В наших экспериментах данное значение не достигалось даже при максимальной мощности накачки. Поэтому ясно, что причина падения мощности в экспериментах по срыву генерации – развитие сильной положительной ТЛ.

На рис.3 приведена зависимость оптической силы наводимой в АЭ лазера на Nd^{3+} :КГВ термической линзы от средней мощности накачки в

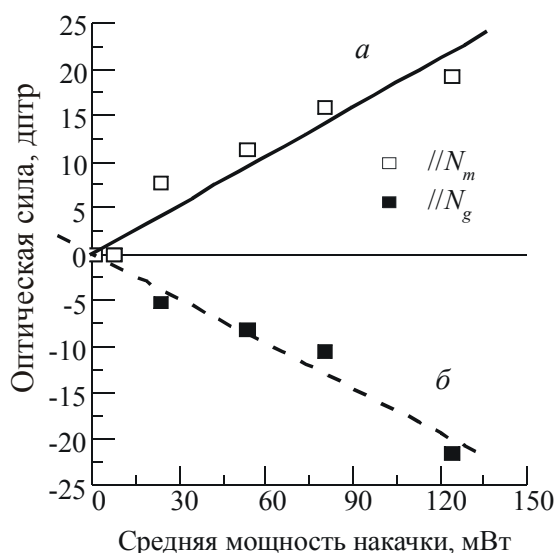


Рис. 3. Зависимость оптической силы ТЛ от мощности накачки: а – $//N_m$, б – $//N_g$

лении, параллельном плоскости поляризации излучения лазера ($//N_m$). Абсолютные значения оптической силы данной линзы в обоих направлениях растут с увеличением средней мощности накачки. Коэффициент чувствительности $M_{A,B}$ активного элемента из Nd^{3+} :КГВ, равен $M_A=177$ дптр/Вт для направления $//N_m$ и $M=-161$ дптр/Вт для направления $//N_g$. Величины $(dn/dT+C_A)=2.1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $(dn/dT+C_B)=-2.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (измеренные методом анализа пространственных характеристик лазера) и $(dn/dT+C_A)=2.0 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (по методу срыва генерации).

двух направлениях. Для определения коэффициента чувствительности резонатора к ТЛ данные аппроксимировались линейной зависимостью (а, б). Далее, при помощи выражения (1) рассчитывались сумма параметров $(dn/dT+C_{A,B})$ и коэффициент чувствительности $M_{A,B}$ лазерного кристалла Nd^{3+} :КГВ

Наведенная в кристалле Nd^{3+} :КГВ термическая линза является бифокальной с отрицательной оптической силой в направлении, перпендикулярном плоскости поляризации излучения лазера ($//N_g$), и с положительной оптической силой в направ-

Литература

1. Biswal S., O'Connor S. P., Bowman S. R. Thermo-optical parameters measured in ytterbium-doped potassium gadolinium tungstate // Appl. Opt. Vol. 44. 2005. №15. P. 3093–3097.
2. Filippov V. V., Kuleshov N. V., Bodnar I. T. Negative thermo-optical coefficients and athermal directions in monoclinic $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ and $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ laser host crystals in the visible region // Appl. Phys. B. Vol. 87. 2007. P. 611–614.
3. Hodgson N., Weber H. Optical resonators. New York, 1997.

ОСОБЕННОСТИ ПРОБОЯ ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

П. Н. Малевич, С. Я. Килин

В настоящее время ведутся активные исследования взаимодействия мощных лазерных импульсов с прозрачными твердыми телами. Интерес обусловлен возможными практическими применениями технологии: раз-